

УДК 621.315.592

Спиновая поляризация электронов и ток в продольном автосолидоне в *p*-InSb в продольном магнитном поле

© И.К. Камиллов, А.А. Степуренко[¶], А.Э. Гумметов

Институт физики Дагестанского научного центра Российской академии наук,
367003 Махачкала, Россия

(Получена 9 января 2013 г. Принята к печати 14 января 2013 г.)

Экспериментально показано, что изменение тока продольного автосолидона в продольном магнитном поле зависит от направления этого поля ($|\vec{H}| = |\vec{H}|$). В рамках механизма возникновения парамагнетизма Паули в вырожденной плазме предложено, что различие токов на гауссамперной характеристике вызвано появлением избыточной концентрации спин-ориентированных электронов с аддитивной подвижностью. Определены парамагнитная восприимчивость и намагниченность продольного автосолидона.

Термодиффузионные продольные автосолидоны (АС), как и поперечные, представляющие собой локализованные области экстремальной концентрации носителей заряда и их температуры, формируются в возбужденной неравновесной электронно-дырочной плазме (ЭДП) [1]. В электрическом поле в неплотной ЭДП реализуются поперечные АС [2,3], а в плотной ЭДП ($\mu \propto 1/n$, $j = \sigma E \propto T^{3/2}E$) — продольные АС [4,5]. Расслоение плотной ЭДП и образование продольных страт экспериментально обнаружено при исследовании разогрева в электрическом поле носителей заряда в тонких пленках *n*-GaAs [6], а в [7,8] описаны и исследованы пространственно-временные структуры в виде статических и пульсирующих токовых шнуров в кремниевых *p*-*i*-*n*-диодах. Экспериментальными исследованиями [9] было установлено, что продольные АС, сформированные в ЭДП, созданной джоулевым разогревом в компенсированном хромом *p*-InSb, являются холодными, т.е. локализованными областями повышенной концентрации носителей и их пониженной температуры в виде шнуров тока с резко неоднородным поперечным распределением. Поведение продольного АС в поперечном магнитном поле определяется появляющейся силой Лоренца. Смещение продольного АС в направлении силы Лоренца проявляется как движение уединенной волны эффективной температуры электронов, обусловленной термомагнитными явлениями [10]. Экспериментальные исследования показывают существенное изменение вольтамперной характеристики (ВАХ), а на импульсе временной реализации тока появляются осцилляции, проявляющиеся колебаниями тока во внешней цепи [11].

Формирование и эволюция продольного АС в продольном магнитном поле имеют свои отличительные особенности, вызванные θ -пинчем. Экспериментальными исследованиями показано, что пороговые характеристики понижаются в продольном магнитном поле; появляются диамагнитные свойства автосолидона, которые сохраняются и после прекращения воздействия магнитного поля; возбуждаются неустойчивости тока АС, обусловленные пульсацией и делением продольного АС,

вызванные θ -пинчем [12]. Согласно [12], продольный АС в продольном магнитном поле представляет собой цилиндр, состоящий из спиралей траекторий движущихся вокруг обогащенной дырками области электронов, создающих собственное магнитное поле. Следует отметить также, что продольный АС в *p*-InSb представляет собой микролокализованную область высокой концентрации носителей заряда, сформированной в ЭДП, созданной джоулевым разогревом. Концентрация носителей заряда в этой области сильно отличается от концентрации носителей в остальной части образца [9]. Поскольку поперечный размер АС, согласно численным оценкам [12], составляет $\ell \propto 10^{-3}$ см, удельная концентрация носителей в АС n_{AC} может достигать гораздо большей величины, чем в объеме образца. Удельную концентрацию носителей в продольном АС можно определить из $n_{AC} = I_{AC} \cdot l / S e \mu_a V$ ($I = jS = S e n_{AC} \mu_a V l$), где I_{AC} — ток АС; l — длина образца; S — площадь поперечного сечения АС; V — напряжение электрического поля, приложенного к образцу; μ_a — амбиполярная подвижность носителей заряда. $\mu_a = 2\mu_e\mu_p / (\mu_e + \mu_p)$, $\mu_e = 100\mu_p$ [14], $\mu_a = 2\mu_p$. Выражение для $n_{AC} = Il / 2S\mu_p V$.

Прежде исследуемый образец InSb с размерами $0.025 \times 0.2 \times 0.2$ см и концентрацией носителей заряда $p = 1.5 \cdot 10^{12}$ см⁻³, подвижность которых составляла $\mu_p = 7000$ см²/(В·с) при $T = 77$ К, а при $T = 150$ К, когда сформировался АС [13], $\mu_p(150\text{К}) = \mu_p(77\text{К})(150/77)^{-2.1} = 1726$ см²/(В·с) [14]. Подавая напряжение $V = 0.5$ В к образцу, получаем ток АС $I_{AC} = 10$ мА. Оценка n_{AC} дает значение для $n_{AC} = 1.15 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Степень вырождения η электронного газа тока АС, определяемая выражением $\eta = \epsilon_F / kT$, где $\epsilon_F = h^2(3n_{AC})^{2/3} / 2m_e(8\pi)^{2/3}$ — энергия Ферми, $m_e = 0.03m_0$ [14], kT — тепловая энергия носителей, $T = 150$ К, будет составлять $\eta \approx 9$. Это означает, что в сформированном АС электронный газ сильно вырожден. В магнитном поле спиновые магнитные моменты ориентируются преимущественно по полю, создавая результирующий магнитный момент. Для вычисления этого магнитного момента в нашем случае можно воспользоваться теорией, разработанной Паули, учитывая

[¶] E-mail: stepurenko-a@yandex.ru

ющей, что электроны в АС подчиняются статистике Ферми–Дирака.

В магнитном поле, согласно предложенному Паули механизму парамагнетизма, в АС появится некоторый избыток электронов, спин которых направлен вдоль приложенного магнитного поля. Ясно, что в АС переориентироваться в магнитном поле могут не все электроны, находящиеся в зоне проводимости, а только имеющие энергию, близкую к энергии Ферми ε_F . Поэтому число электронов, участвующих в переориентации спинов, относится к суммарному их количеству в зоне как T/T_F , где T_F — температура Ферми. Тогда количество переориентированных электронов можно найти следующим образом. Спиновый магнитный момент электронов в АС в продольном магнитном поле H можно записать

$$M = [n_{AC}\mu_0\mu_B^2g^2j(j+1)H/3kT] \frac{T}{T_F} [15] \quad \text{при } j = 1/2,$$

$$M = n_{AC}\mu_0\mu_B^2g^2H/4kT_F = n_{AC}\mu_0\mu_B^2g^2H/4\varepsilon_F, \quad (1)$$

где n_{AC} — удельная концентрация электронов в АС, μ_B — магнетон Бора, μ_0 — постоянная, зависящая от принятой системы единиц ($\mu_0 = 4\pi 10^7$ Гн/м), g — фактор Ланде, T_F — температура Ферми, ε_F — энергия Ферми. С другой стороны,

$$M = \mu_B\Delta n_{AC}, \quad (2)$$

где Δn_{AC} — число переориентированных электронов вдоль магнитного поля. Исходя из (1) и (2) получим

$$\Delta n_{AC} = n_{AC}\mu_0\mu_B^2g^2H/4\varepsilon_F = RH, \quad (3)$$

где

$$R = \frac{n_{AC}\mu_0\mu_B^2g^2}{4\varepsilon_F}.$$

В гиротропных системах энергии электронов с противоположными спинами различны даже в отсутствие внешнего магнитного поля [16]. Энергетический спектр состоит из двух спиновых подзон, расщепление которых линейно по импульсу. Благодаря этому расщеплению электроны с противоположно направленными спинами приобретают различный дрейфовый импульс в электрическом поле. Используя внешнее магнитное поле противоположных направлений, получим избыток концентрации электронов со спином, скажем, вверх $\Delta n_{AC} \uparrow$ при $\vec{E} \uparrow \uparrow \vec{H} \Delta n_{AC} \uparrow = R\vec{H}$ и избыток концентрации электронов со спином вниз $\Delta n_{AC} \downarrow = R\vec{H}$. Добавочная или аддитивная подвижность этих избыточных носителей $\mu \uparrow \neq \mu \downarrow$. Токи, проходящие через образец в продольных магнитных полях $\vec{E} \uparrow \uparrow \vec{H} - \vec{H}$ и $\vec{E} \uparrow \downarrow \vec{H} - \vec{H}$, соответственно будут:

$$I_{\vec{H}}^{\rightarrow} = S j_1 = S [en_{AC}\mu(\vec{H}) + e\Delta n_{AC} \uparrow \mu \uparrow] E,$$

$$I_{\vec{H}}^{\leftarrow} = S j_2 = S [en_{AC}\mu(\vec{H}) + e\Delta n_{AC} \downarrow \mu \downarrow] E,$$

$$\Delta I = I_{\vec{H}}^{\rightarrow} - I_{\vec{H}}^{\leftarrow} = (e\Delta n_{AC} \uparrow \mu \uparrow - e\Delta n_{AC} \downarrow \mu \downarrow) SE,$$

$$|\vec{H}| = |\vec{H}|,$$

$$\Delta n_{AC} \uparrow = \Delta n_{AC} \downarrow = \Delta n_{AC},$$

$$\Delta I = e\Delta n_{AC} SE (\mu \uparrow - \mu \downarrow) = e\Delta n_{AC} \Delta \mu SE. \quad (4)$$

Учитывая (3), выражение (4) примет вид:

$$\Delta I = eR\Delta \mu SEH,$$

$$\Delta \mu = \text{const}.$$

Таким образом,

$$\Delta I = AH, \quad (5)$$

где

$$A = eR\Delta \mu SE = eR\Delta \mu SV/l.$$

Если экспериментальные исследования покажут, что $\Delta I \neq 0$, то можно полагать, что во внешнем магнитном поле появляется некоторая избыточная концентрация электронов Δn_{AC} со спинами, поляризованными вдоль этого поля, и подвижностями, зависящими от направления спина $\mu \uparrow \neq \mu \downarrow$.

Цель данной работы — экспериментальные исследования поведения тока АС в компенсированном хромом p -InSb при воздействии на образец продольного магнитного поля противоположных направлений. Для исследования выбирались образцы размерами от $2.5 \cdot 10^{-2}$ до $2 \cdot 10^{-1}$ см, с концентрацией дырок $p = (2-4) \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ с подвижностью $\mu_p = 2500-7000$ см 2 /(В·с) при температуре 77 К. Неравновесная ЭДП и продольные АС в образцах создавались джоулевым разогревом при воздействии импульса электрического поля длительностью $\tau_E = 4 \cdot 10^{-2}$ с. На образец, помещенный в соленоид, воздействовало импульсное магнитное поле до $1.35 \cdot 10^5$ А/м и длительностью $\tau_H = 3 \cdot 10^{-3}$ с.

Исследуемый образец с размерами $0.05 \times 0.2 \times 0.2$ см обладает при $T = 77$ К концентрацией носителей $p = 1.9 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ с подвижностью $\mu_p(77 \text{ К}) = 6870$ см 2 /(В·с), $\mu_p(150 \text{ К}) = 1694$ см 2 /(В·с). При токе АС $I_{AC} = 8.7$ мА и подаваемом на образец напряжении электрического поля $V = 0.97$ В оценка концентрации носителей заряда АС дает значение $n_{AC} = 10^{18}$ см $^{-3}$, степень вырождения электронов в АС при этом $\eta \approx 9$.

Чтобы избежать появления ЭДС индукции, влияющей на результаты измерений в динамическом режиме, исследования проводились по точкам на прямоугольных импульсах тока и магнитного поля достаточно большой длительности, чтобы в момент измерения ток и магнитное поле не изменялись во времени.

На рис. 1 представлена динамическая, хорошо воспроизводимая ВАХ исследуемого образца, полученная приложением к образцу треугольного импульса напряжения длительностью 4 мс. Скачок тока на ВАХ (участок AB), переходящий в устойчивый ток по изменению напряжения и во времени (участок BC), свидетельствует об образовании ЭДП, формировании АС и его стабильном существовании. Приложением прямоугольного импульса

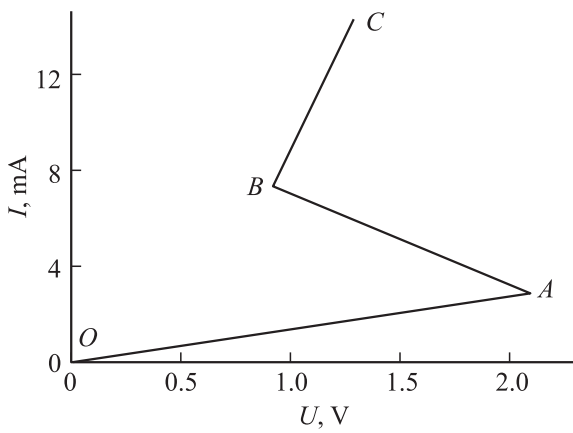


Рис. 1. Динамическая вольтамперная характеристика исследуемого образца.

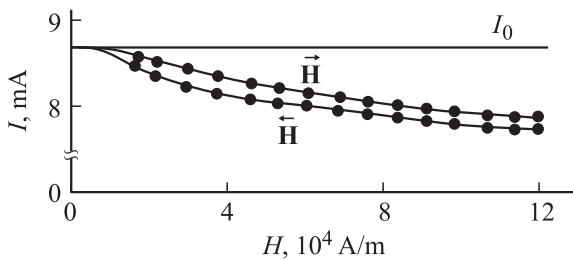


Рис. 2. Зависимость тока продольного автосолитона от приложенного продольного магнитного поля направлений: $\mathbf{E} \uparrow \uparrow \mathbf{H}$ и $\mathbf{E} \uparrow \downarrow \mathbf{H}$ — гауссамперная характеристики.

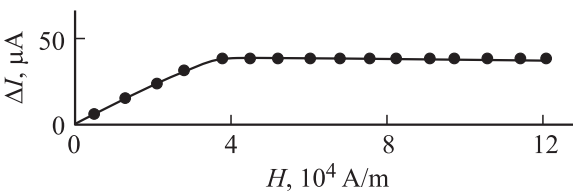


Рис. 3. Зависимость разности токов автосолитона ΔI от приложенного продольного магнитного поля направлений $\mathbf{E} \uparrow \uparrow \mathbf{H}$ и $\mathbf{E} \uparrow \downarrow \mathbf{H}$.

напряжения можно получить ток любого значения, принадлежащего участку BC .

На рис. 2 представлены графики изменения токов продольного АС с ростом продольного магнитного поля противоположных направлений $|\vec{\mathbf{H}}| = |\vec{\mathbf{H}}|$, воздействующих на образец, т.е. гауссамперные характеристики (ГАХ). Уменьшение токов продольного АС с ростом продольного магнитного поля вызвано, с одной стороны, уменьшением подвижности из-за искривления траекторий радиально движущихся электронов, а с другой — уменьшением подвижности, согласно $\mu \propto 1/n_{AC}$, для уплотняющейся и без того плотной плазмы в результате сжатия шнура тока при θ -пинче [12]. Хотя $|\vec{\mathbf{H}}| = |\vec{\mathbf{H}}|$, наблюдаемое различие токов в зависимости от направления продольного магнитного поля вызвано наличием па-

раметров у ЭДП в целом и у носителей заряда в частности, откликающихся именно на направление магнитного поля. Одним из таких параметров является появляющийся в продольном магнитном поле избыток концентрации носителей Δn_{AC} с определенным направлением спина электронов, подвижность $\mu \uparrow$ которых отличается от подвижности электронов со спинами противоположного направления $\mu \downarrow, \mu \uparrow - \mu \downarrow = \Delta\mu$. В результате появится разность токов: $\Delta I \approx Se\Delta n_{AC}\Delta\mu V/l$.

На рис. 3 приводится график зависимости разности токов АС $\Delta I = I_{\vec{\mathbf{H}}} - I_{\overleftarrow{\mathbf{H}}}$, полученных воздействием на ток продольного АС продольным магнитным полем противоположных направлений (рис. 2), от этого магнитного поля. Как видно из этого рисунка, указанная зависимость нарастает до 36 мкА при $H = 3.98 \cdot 10^4$ А/м, выходя далее на насыщение. Анализируя выражение (5), можно заметить, что оно согласуется с экспериментальной кривой для ΔI в интервале магнитных полей до $H = 3.98 \cdot 10^4$ А/м. Чтобы это выражение оставалось постоянным по своей величине с дальнейшим ростом магнитного поля, т.е. $e\mu_0\mu_{BG}^2\Delta\mu SVn_{AC}H/l4\epsilon_F = \text{const} = C$, нужно предположить, что n_{AC} будет зависеть от магнитного поля $n_{AC} = BC/H$, где

$$B = l4\epsilon_F/e\mu_0\mu_{BG}^2\Delta\mu SV. \quad (6)$$

В работе [12] сообщается, что при некотором значении продольного магнитного поля, благодаря θ -пинчу, плотность тока (концентрация носителей заряда в АС) окажется повышенной, от чего температура этой области понизится настолько, что прекратится процесс воспроизводства собственной проводимости, что повлечет, следовательно, понижение концентрации носителей в АС, вызывая уменьшение тока. С дальнейшим ростом магнитного поля уровень понижения концентрации носителей сохраняется, обуславливая результаты эксперимента.

Выражение (5) позволяет определить разницу подвижностей электронов с противоположно направленными спинами $\Delta\mu$:

$$\Delta\mu = \Delta I l 4\epsilon_F / e n_{AC} \mu_0 \mu_{BG}^2 S V H. \quad (7)$$

Имеем $\Delta I = 3.6 \cdot 10^{-5}$ А, $l = 0.05$ см, $n_{AC} = 10^{18}$ см⁻³, $S = 0.785 \cdot 10^{-6}$ см², $V = 0.97$ В, $H = 3.98 \cdot 10^4$ А/м, $\epsilon_F = \hbar^2 / (3n_{AC})^{2/3} / 2m_e (8\pi)^{2/3} = 1.94 \cdot 10^{-20}$ Дж, $g = -56$ [14]. Подставляя эти значения в выражение для $\Delta\mu$, получим $\Delta\mu = 800$ см²/(В · с). При $H = 0$ $\mu \uparrow$ и $\mu \downarrow = 0$. При наличии продольного магнитного поля $\mu \uparrow = \delta\mu$, ($\vec{\mathbf{H}}$), $\mu \downarrow = -\delta\mu$, ($\overleftarrow{\mathbf{H}}$), $\Delta\mu = 2\delta\mu$, $\pm\delta\mu = \Delta\mu/2$. Приложение продольного магнитного поля к образцу приводит к появлению некоторого избытка электронов в АС Δn_{AC} с поляризацией спина вдоль этого поля, имеющих подвижность, отличающуюся на величину $\delta\mu$ или на $-\delta\mu$ в зависимости от направления магнитного поля. Исходя из наших экспериментальных результатов $\delta\mu = \pm\Delta\mu/2 = \pm 400$ см²/(В · с). В электрическом поле

амбиполярная дрейфовая подвижность носителей имеет значение $\mu_a = 2\mu_p = 3388 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Амбиполярная подвижность спин-ориентированных электронов будет $(3388 \pm 400) \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Собственную подвижность электронов μ_e определим из известного выражения: $\mu_a = 2\mu_e\mu_p/(\mu_e + \mu_p)$. Как отмечалось выше, $\mu_e \approx 100\mu_p$. Величина подвижности электронов получается равной $\mu_e = 171\,094 \pm 20\,200 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Появляющееся в продольном магнитном поле избыточное количество спин-ориентированных электронов составляет $\Delta n_{AC}/n_{AC} = 1.8 \cdot 10^{16}/10^{18} = 1.8\%$ от общей концентрации носителей в АС, а их аддитивная подвижность, равная $\delta\mu_a = \pm 400 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ или $\delta\mu_e = \pm 20\,200 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ составляет 12% от амбиполярной и собственной подвижности электронов соответственно.

Полученные результаты позволяют определить магнитную восприимчивость продольного АС. Имеем $\chi = M/\mu_0 H$. Учитывая, что $M = n_{AC}\mu_0\mu_B^2 g^2 H/4\epsilon_F$, получим $\chi_{AC} = n_{AC}\mu_0\mu_B^2 g^2/4\epsilon_F$. Подставляя известные численные значения параметров, получим $\chi_{AC} = 0.43 \cdot 10^{-5}$. Найденная величина магнитной восприимчивости позволяет определить намагниченность продольного АС при любом значении внешнего продольного магнитного поля. При $H = 3.98 \cdot 10^4 \text{ А/м}$, $J_{AC} = \chi_{AC} H = 0.17 \text{ А/м}$.

Таким образом, экспериментальные исследования показали, что наблюдается различие токов продольного АС на ГАХ в зависимости от направления приложенного к образцу продольного магнитного поля. Воспользовавшись предложенным Паули механизмом возникновения парамагнетизма в продольном магнитном поле в вырожденной плазме, каковой является ЭДП тока продольного АС, авторы показали, что различие токов на ГАХ вызвано появлением избыточной концентрации спин-ориентированных электронов ($\Delta n_{AC} \uparrow$ при \vec{H} и $\Delta n_{AC} \downarrow$ при \vec{H}), отличающихся подвижностями в зависимости от поляризации спина — $\mu \uparrow \neq \mu \downarrow$. Аддитивная подвижность спин-ориентированных электронов, составляющих 1.8% от концентрации носителей в АС, в свою очередь составляет 12% от амбиполярной или собственной подвижности электронов. Определены парамагнитная восприимчивость $\chi_{AC} = 0.43 \cdot 10^{-5}$ и намагниченность $J_{AC} = 0.17 \text{ А/м}$ ($H = 3.98 \cdot 10^4 \text{ А/м}$) продольного АС.

Список литературы

- [1] Б.С. Кернер, В.В. Осипов. ЖЭТФ, **71**, 1542 (1976).
- [2] Б.С. Кернер, В.В. Осипов. ФТТ, **21**, 2342 (1979).
- [3] В.В. Гафийчук, Б.С. Кернер, В.В. Осипов, И.В. Тыслук. ФТП, **31**, 46, (1989).
- [4] Б.С. Кернер, В.В. Осипов. ЖЭТФ, **13**, 897 (1979).
- [5] В.В. Гафийчук, Б.С. Кернер, В.В. Осипов, А.Г. Южанин. ФТП, **22**, 2051, (1988).
- [6] Б.С. Кернер, В.Ф. Синкевич. Письма ЖЭТФ, **36**, 359 (1982).
- [7] R. Symanszyk, E. Pieper, D. Jäger. Phys. Lett. A, **143**, 337 (1990).
- [8] R. Symanszyk, E. Pieper, D. Jäger. Phys. Lett. A, **160**, 397 (1991).
- [9] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.С. Ковалев. ФТП, **36** (2), 187 (2002).
- [10] А.К. Звездин, В.В. Осипов. ЖЭТФ, **58** (1), 160 (1970).
- [11] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.Э. Гумметов, А.С. Ковалев. ФТП, **42** (4), 393 (2008).
- [12] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.Э. Гумметов. ФТП, **44** (6), 721 (2010).
- [13] А.А. Степуренко. ФТП, **30**, 76 (1996).
- [14] C. Hilsun, A.C. Rose-Innes. *Semiconducting III-V Compounds* (Pergamon Press. Oxford–London–N.Y.–Paris, 1961).
- [15] С.В. Вонсовский. Магнетизм (М., Наука, 1971).
- [16] Л.Е. Голуб. Тез. докл. VII Росс. конф. по физике полупроводников (М., 18–23 сентября 2005 г.) с. 35.

Редактор Т.А. Полянская

The spin polarization of electrons and the current of the longitudinal autosoliton in *p*-InSb in the longitudinal magnetic field

I.K. Kamilov, A.A. Stepurenko, A.E. Gummetov

Institute of Physics, Daghestan Science Center,
Russian Academy of Sciences,
367003 Makhachkala, Russia

Abstract The change of the current longitudinal autosoliton in the longitudinal magnetic field is experimentally shown to be depended on the direction of the field ($|\vec{H}| = |\vec{H}|$). Within the bounds of appearance principles of Pauli paramagnetism in a degenerate plasma it is suggested that the current difference in the Gauss-ampere characteristic is caused by excess concentration occurrence of spin-oriented electrons with an additive mobility. The paramagnetic susceptibility and magnetization of longitudinal autosoliton are defined.